



TITLE:

量子力学の解釈についての覚え書き(量子力学の基礎について,研究会報告)

AUTHOR(S):

豊沢, 豊

CITATION:

豊沢, 豊. 量子力学の解釈についての覚え書き(量子力学の基礎について,研究会報告). 物性研究 1984, 41(5): 268-270

ISSUE DATE:

1984-02-20

URL:

<http://hdl.handle.net/2433/91205>

RIGHT:

uine detector 系のハミルトニアンを次のようにとる。

$$\begin{aligned}\hat{H} &= \hat{H}_0 + \hat{H}' \\ \hat{H}_0 &= c\hat{p}, \quad \hat{H}' = \sum_{n=1}^N V(\hat{x} - na) \hat{\sigma}_1^{(n)}, \\ V(x - na) &= -V_0 \theta(na - x) \theta(x - (n-1)a)\end{aligned}\tag{4}$$

この系の相互作用表示での時間発展作用素は¹⁾

$$\begin{aligned}\hat{U}(t) &\xrightarrow[t \rightarrow \infty]{} \exp[-(i/\hbar) \bar{p} l \sum_1^N], \\ \bar{p} &= V_0/c, \quad \sum_1^N \equiv \sum_{n=1}^N \hat{\sigma}_1^{(n)}/N\end{aligned}\tag{5}$$

(5) の位相の $\bar{p}l$ 依存性と (1) 式での l についての積分から波束の収縮が導かれる。

もう少しくわしい内容は次の文献 1) にある。

参考文献

- 1) S. Machida and M. Namiki, Macroscopic Nature of Detecting Apparatus and Reduction of Wave Packet, Proc. Int. Symp. on the Foundations of Quantum Mechanics (Jap. Phys. Soc.), 1984 年 3 月刊行予定。

量子力学の解釈についての覚え書き

東大・物性研 豊 沢 豊

量子系の観測では、観測装置の中で起る非可逆過程とそれに伴う量子系の「可干渉性の喪失」がその決定的段階である、という H. S. Green 以来の考え方は次第に多くの人々の支持を得つつあり、実際これは von Neumann の逆説的な主張——観測される系 (S) と観測装置 (A) との境界は任意に (abstractes “Ich” にまでも) 移し得るとするもの——よりはるかに妥当で常識的にも受け入れやすい考え方である。私もこの線上で、観測に伴うエントロピー変化、観測の客観性と再現性などについて何度か話したことはあるが、ここではさらに基本的な所まで掘りさげて考えてみたい。

A 内の非可逆過程により S の可干渉性が失なわれても、合成系 ($S + A$) の波動関数はやはり一次結合のままであり、「観測による波束の収縮は合成系の Schrödinger 方程式からも出て

こない」という欲求不満は少しも取り除かれていないのである。波動関数を実在と信じる限り行きつく境地は「多世界理論」であり、これと von Neumann の考えと何れがより逆説的でないかは、にわかに判断しがたい。

私は、「系の状態を記述する最も基本的な量は波動関数でなく統計演算子（密度行列） ρ である」と考えたい。以下それを具体的に説明してみよう。

(1) 波動関数は純粋状態 ($\rho^2 = \rho$) という極めて特殊な状況でだけ定義できる、また ρ の行列表現の基底として役立つ、補助的な概念に過ぎない。

(2) 量子統計力学における統計性には、古典統計力学とも共通の統計性（原理的には可知だが巨大自由度のため実際的には不可知な要素）と量子力学特有の統計性（原理的な不可知）とが、二重構造として含まれている、とするのが通説のようだが、両者は本来一体のものである。実際この二つの統計性を分離できるような思考実験は存在しない。

(3) S に起る変化を我々が外 (A) から観測しようとするとき、 S は合成系 ($S + A$) の部分系に過ぎなくなる。合成系がたとえ純粋状態 ($\rho_{S+A}^2 = \rho_{S+A}$) であっても部分系 ($\rho_S \equiv \text{Tr}_A(\rho_{S+A})$) は一般に混合状態 ($\rho_S^2 \neq \rho_S$) であり、従って統計演算子で記述するしかない。ある瞬間に ρ_S が純粋状態であっても、 S と A の相互作用がある限りそれは早晚混合状態に陥る。全宇宙が純粋状態か否かを判断し得るのは、その外にあってそれと相互作用しない神のみであり、内にあって相互作用のしがらみをまとった我々部分系の関知し得る所ではない。

(4) もちろん A を適当に働かせて S をある純粋状態に持ち込み（むしろ“選び出し”というべきかも知れない——Stern-Gerlach の実験のように）、その直後 S と A との相互作用を実質的に切る、というやり方で純粋状態を用意しそれをある時間持続させることは可能である。しかし、自由度の大きい系 S を純粋状態に持ちきたすには、それよりはるかに大きい自由度の A 系を Maxwell の demon として働かせ、 S 系からエントロピーをすべて汲み出さなければならない。最もありふれた方法は、マクロ系 S から熱をすべて奪いとりそれを絶対零度に追い込むことであるが、当然ながら A としては S よりはるかに大きい系が必要である。 S がスピン系である場合には、外から強い磁場をかけてすべてのスピンを揃えてやる、という方法もある。しかしこのような“特殊”な純粋状態は別として、マクロ系 S を“一般”の純粋状態に持ち込むことは事実上不可能である（これは閉じた巨視系の運動の恒量がエネルギー、全スピン等のほかには殆んどない、という事情とも関係がある）。マクロ系が純粋状態にあることなど全く稀有のことなのである。こういう実的な意味で ρ が系を記述し得る唯一の量であることは、物性論では昔から常識となっている。しかし大きい系に限らず小さな系でも、そして実的な意味ではなく原理的に、 ρ のみが観測対象を常に記述し得る量である、というのが私の主張である。そ

小沢正直

の理由は既に(3)でのべた。

(5) 当然のことながら、実際観測し得るすべての事象について、 ρ による記述と ψ による記述(但し後で種々の ψ_i に統計的重率をつける)とは全く同等である。また実際問題を解くときの ψ のすぐれた「実用性」を軽視するつもりなど毛頭ない。ただ ψ の「実用性」を「実在性」にすりかえたことが、「波束の収縮」といういまわしい想念(非可逆説をもってしても除去できない)に我々を長年しばりつけてきたのだとすれば、それは不幸というしかない。 ρ を基本量と考える限りこのような想念になやまされることはもはやないのである。

情報理論の観測理論への応用

東工大・理 小 沢 正 直

従来の観測の理論では、von Neumann以来、離散的な物理量の理想的測定だけが主な研究対象となっている。しかし、現実には測定される位置や運動量等が連続スペクトルを持つ事や、離散的な物理量であっても理想的測定が許されない場合が存在するというWignerの指摘などを考慮すると、連続スペクトルを持つ物理量や非理想的測定を含むより広い範囲の測定の一般論を展開することが望まれる。

単純な固有値をもつ離散的物理量 $A = \sum \lambda_i |\psi_i\rangle\langle\psi_i|$ の理想的測定について、von Neumannによって次の事が示されている。

I. 測定値の分布の公式と反復測定可能性の要請から、物理量 A の測定に際しての系の状態の変化 $\rho \rightarrow \rho'$ は、 $\rho' = \sum |(\rho\psi_i, \psi_i)|^2 |\psi_i\rangle\langle\psi_i|$ によって、一義的に決定される。

II. 観測される系(S)と測定装置を含む系(M)との相互作用を考える事によって、Schrödingerの方程式と測定値の分布の公式から、系 S の状態の変化 $\rho \rightarrow \rho''$ を導くことができる。

III. Iで得られる変化 $\rho \rightarrow \rho'$ とIIで得られる変化 $\rho \rightarrow \rho''$ が両立する(i.e. $\rho' = \rho''$) ような S と M の相互作用が存在する。

ところで、Wignerによれば、IIで記述される観測過程に加法的な保存量が存在する場合には、保存量と可換でない物理量の測定に対してIIIは成立しない。また、物理量が連続スペクトルを持つ場合には、Iが成立しない。従って、これらの場合を含む測定の一般論では、反復測定可能性の要請とは独立に測定過程及び測定される系の状態の変化を扱う必要がある。観測の理論のこのような方向を考える上で指摘しておくべきことは、測定による状態の変化が測定され